

Title	古典流体におけるスケール則と補正(東京大学 教養学部 相関理化学専門課程,1978年度 修士論文)
Author(s)	後藤, 邦夫
Citation	物性研究 (1979), 32(1): 55-58
Issue Date	1979-04-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/89775
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

1978年度 修士論文

○東京大学 教養学部 相関理化学専門課程

題 目

1. 古典流体におけるスケール則と補正	後藤 邦夫
2. 臨界振幅比 R_χ の $1/n$ 展開による $O(1/n^2)$ の計算	奥 通敬
3. 不純物効果の $1/n$ 展開	出浦 一夫
4. AgBr 微細結晶に於けるパルス光伝導	平野 昭裕
5. SbI_3 の基礎吸収端付近の構造	金田 一男
6. 高密度励起状態における AgBr-AgCl 混晶の発光	川原 正人
7. 塩素原子を含む気体分子の内殻吸収スペクトル	二宮 健
8. リン酸塩のリン P の $L_{2,3}$ 吸収帯	藤間 一美
9. CaCl のレーザー分光	平井 良彦
10. $BaO[A^1\Sigma \text{状態}]$ の衝突による回転緩和過程	亀田 雅之
11. 35 GHz 帯 SQUID の試作	三木 幸信
12. 紫外光電子分光法による固体の電子状態の研究	高橋 隆

古典流体におけるスケール則と補正

後 藤 邦 夫

臨界点近傍で、磁性体、一成分系古典流体、二成分系古典流体のオーダーパラメータは大きなゆらぎをみせる。このゆらぎは臨界点での相関距離の発散と結びつけられ、そのため分子間力に比べて相関距離が非常に大きいならば臨界点での圧縮率比熱などの指数値、振幅比は、物質の細かい性質によらず普遍量となる。

くりこみ群によりこのような臨界点で状態量が一般化同次関数で書き表わせることが示される。自由エネルギーについては、

$$A_{\text{sing}}^*(\lambda^a \Delta \rho, \lambda^b t) = \lambda A_{\text{sing}}^*(\Delta \rho, t) \quad a, b : \text{fixed} \quad \lambda : \text{任意}$$

$$A^* = A/VP_c \quad t = \frac{T-T_c}{T_c} \quad \Delta\rho = \frac{\rho-\rho_c}{\rho_c} \quad \Delta\mu = [\mu(\rho, T) - \mu(\rho_c, T)] \frac{\rho_c}{P_c}$$

以下順次 $\Delta\mu$ などに同次性が示されてすべての臨界指数は、 a, b の2つのパラメータで例えば次のように示される。

$$\alpha = \frac{2b-1}{b} \quad \beta = \frac{a}{b} \quad \gamma = \frac{1-2a}{b} \quad \delta = \frac{1-a}{a}$$

このような一般化同次関数は変数 $\Delta\rho, t$ をスケールすることによって一変数の関数に書き直すことができる。今スケール変数を χ とすれば、自由エネルギーは、

$$A^*_{\text{sing}}(1, \chi) = D a \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right) \quad \chi = t/|\Delta\rho|^{1/\beta} \quad \chi_0 = B^{-1/\beta}$$

D, B は Power law の amplitude

このようにして以下 μ, χ_T, P, S なども関数を適当にスケールすることによって一変数関数の形にすることができる。このようにして求められた臨界指数、スケール関数は、最初の議論に述べたように物質によらない普遍的なものであることが期待され、多くの実験がそれを支持している。

スケール関数の関数形は、理論的に得ることが出来ていないため、スケール則を満たし、かつ実験的によい近似を示すパラメータ表示の linear model, cubic model がデータの処理に広く使われている。その方法は、臨界点にどのくらい近いかを示すパラメータ r と anomaly に無関係な θ の2つのパラメータを使って

$$\Delta\mu = a\theta(1-\theta^2)r^{\beta\delta}$$

$$t = (1-b^2\theta^2)r$$

$$\Delta\rho = k\theta(1+C\theta)r^\beta \quad C=0: \text{linear model} \quad C \neq 0: \text{cubic model}$$

と表わし、ここからすべての熱力的関数を r, θ のパラメータで表示する。これらパラメータ表示の有利な点は、すべての熱力学関数が多項式の有限な閉じた形で得られる点にある。それゆえ、ただ単にデータ処理の有用性だけではなく理論的にも有用である。

以上述べたスケール則は、臨界点近傍での実験事実にかなりよく合っていることがわかってはいるが、詳しく検討すれば、いくつかの誤差もまた含んでいる。そのはっきりした例として直径線を考える。

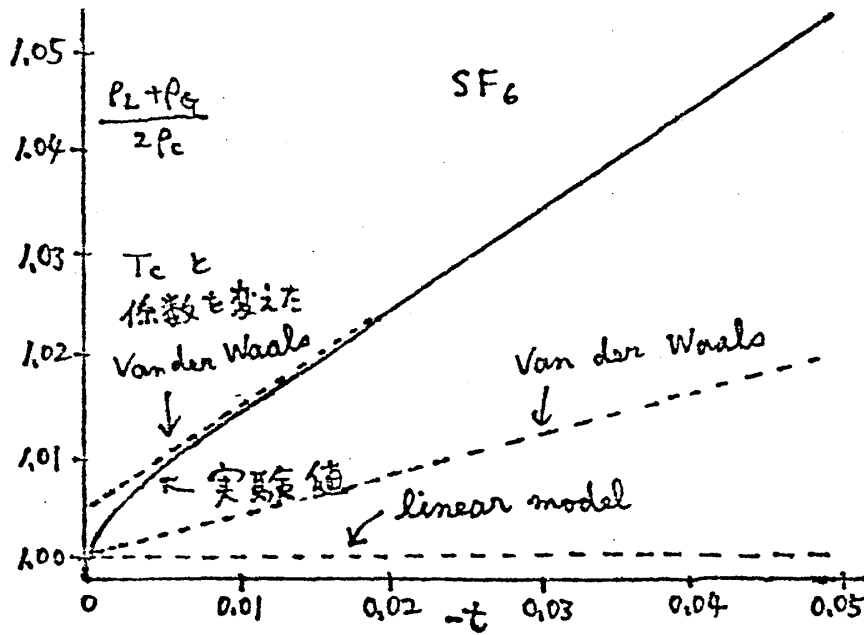


図1 T_c 近傍での直径線

linear model によって $\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c}$ を求めるならば,

$$\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c} = 1$$

Van der Waals では,

$$\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c} = 1 + \frac{2}{5}(-t)$$

また実験データより近似的に

$$\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c} = a + b(-t) \quad \begin{matrix} a = 1.00699 \\ b = 0.94884 \end{matrix}$$

$$\text{ただし } 2 \times 10^{-2} < -t < 5.5 \times 10^{-2}$$

SF_6 の $T_c = 318.703^\circ \text{K}$ を今 $T_c^e = 320.75^\circ \text{K}$ とするならば

$$\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c} = 1 + b'(-t) \quad b' = 0.95493$$

となって, Van der Waals 型になる。同様に $\frac{\rho_L + \rho_G}{2 \rho_c}$ だけでなく $\frac{\rho_L - \rho_G}{2 \rho_c}$ (オーダーパラメ

後藤邦夫

ータ)も、実験値は、 $-t < 0.02$ を除きVan der Waals型となり、linear modelとの誤差が見られる。そしてこれを説明するために、初めくりこみ群の中で省略された irrelevantなスケール場を補正項として、直径線、オーダーパラメータでは、

$$\frac{1}{2}(\rho_L + \rho_G) = \rho_c + D_0 |-t|^{1-d} + D_1 |-t| + D_2 |-t|^{1-\alpha+\Delta_1} + \dots$$

$$\frac{\rho_L - \rho_G}{2\rho_c} = B_0 |-t|^\beta + B_1 |-t|^{\beta+\Delta_1} + B_2 |-t|^{\beta+2\Delta_1} + B_3 |-t|^{\beta+1} + \dots$$

のように展開式で表わす。この結果は、Van der Waalsが適用できなくなる $-t < 2 \times 10^{-2}$ の領域内で、かなりよくデータを説明できる(くりこみ群は $|-t| < 2 \times 10^{-2}$ 程度の範囲内で有効と考えられている)。

古典流体の実験及び解析は、臨界点近傍での技術上の困難に加えて、圧縮率の発散によって生ずる密度勾配及び相関距離に対する影響のため、かなり困難である。このような重力効果は、状態方程式がわかれば、それによって補正を行なうことができる。しかし実験の目的の一つが状態方程式を得ることでもある。現在行なわれているのは、linear modelまたはcubic modelによって重力効果を評価することである。重力効果の重要な点は、1~2%その評価を変えただけでも、 T_c 及び指数値がかなり大きく違ってくることにある。補正項を含めた重力効果の評価が必要である。

Ref.

M. Ley-koo & M. S. Green: Phys. Rev. A 16 2483 ('77)

W. T. Estler et al: Phys. Rev. A 12 2118 ('75)

P. C. Hohenberg & M. Barmatz: Phys. Rev. A 6 289 ('72)

J. A. White & B. S. Maccabee: Phys. Rev. A 11 1706 ('75)

など